

**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**  
**FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ**  
**ÚSTAV AUTOMATIZACE A INFORMATIKY**

**Ing. Martin Hudec**

**OPTIMALIZACE PROJEKTU HYDRAULICKÝCH  
SYSTÉMŮ Z HLEDISKA ČASOVÉ ZMĚNY PARAMETRŮ**

**OPTIMIZATION OF THE HYDRAULIC SYSTEMS PROJECT IN  
TERM OF TIME CHANGE OF PARAMETERS**

**Zkrácená verze PhD Thesis**

**Obor:** Konstrukční a procesní inženýrství  
**Školitel:** doc. Ing. Miloslav HALUZA, CSc.

## Abstrakt

Cílem předkládané práce je přispět k prohloubení poznatků o vířivém pohybu kapaliny ve vtokových objektech vodních elektráren, se zvláštním zaměřením na Vírovou turbínu. Vodní víry se vyskytují hlavně při výtoku otvorem ve dně nebo ve stěnách nádrží. Souhrnně se nazývají vtokové víry. Podle formy, kterou nabývají, je můžeme rozdělit do čtyř hlavních kategorií. Při modelovém výzkumu vtoků vodních elektráren jde zpravidla o dostatečně spolehlivé stanovení podmínek, za kterých nedochází k strhávání vzduchu vírem do vtoku. Pro tyto účely bylo v laboratoři Fluidního inženýrství navrženo a realizováno experimentální zařízení umožňující pozorování vzniku, šíření a zániku vtokových vírů, které z dlouhodobého hlediska negativně působí na životnost stroje.

## Abstract

The objective of this project was to contribute to deepen the piece of knowledge about swirling movement of the water in the hydraulic power plants' water intakes, especially in case of the Swirl Turbine. The vortexes mostly occur near outflow holes in the bottom or walls of water tanks. Collectively they are called inflow vortices. According to the form they take they can be divided into four main categories. By the model research on hydraulic power plants' inflow it is generally concerned on determination enough infallible conditions, under which the pulling-in of the air by a vortex into an inflow does not happen. For this purpose has been in the Fluid engineering laboratory projected and realized an experimental device enabling observation of creation, spread and extinction of the inflow vortices.

**Klíčová slova:** vtokový vír, sací jímka, modelová podobnost, digitální zpracování obrazu

**Key words:** vortex, suction tank, model conformity, digital image processing

# 1 OBSAH

1	OBSAH .....	3
2	ÚVOD .....	4
3	KINEMATIKA TEKUTIN .....	4
3.1	Trajektorie, proudnice a proudová trubice .....	4
3.1.1	<i>Proudění kapaliny s volnou hladinou</i> .....	4
3.2	Pohybová rovnice kapaliny .....	5
3.3	Vířivý pohyb .....	6
3.4	Cirkulace vektoru rychlosti .....	7
4	DEFINICE VÍROVÉHO POHYBU .....	7
4.1	Určení profilu vtokového víru.....	7
4.2	Experimentální určení profilu vtokového víru.....	8
4.3	Proudění na trajektorii vtokového víru .....	9
4.4	Analýza proudění na trajektorii.....	10
5	MODELOVÁ PODOBNOST PŘI VZNIKU VÍRŮ .....	15
5.1	Mechanická podobnost skutečné kapaliny .....	16
5.1.1	<i>Froudovo číslo</i> .....	16
5.1.2	<i>Reynoldsovo číslo</i> .....	16
5.1.3	<i>Weberovo číslo</i> .....	16
5.1.4	<i>Strouhalovo číslo</i> .....	17
6	VZNIK A VÝVOJ HLADINOVÝCH VÍRŮ .....	17
6.1	Experimentální zařízení VUT .....	18
6.2	Vyhodnocení modelového výzkumu VUT vers. ostatní autoři.....	20
6.3	Digitální zpracování obrazu .....	21
6.4	Postup zpracování obrazu .....	21
6.5	Praktické využití digitální zpracování obrazu.....	23
6.6	Nepříznivé účinky vtokových vírů [9] .....	24
7	ZAVĚR.....	24
8	LITERATURA.....	26

## 2 ÚVOD

Cílem práce je přispět k prohloubení poznatků o vířivém pohybu kapaliny ve vtokových objektech hydrotechnických děl (čerpacích stanic, vodních elektráren atd.), s důrazem na praktické využití výsledků modelového výzkumu v praxi.

V úvodní části jsou stručně vyjádřeny základní poznatky z odborné literatury o zákonitostech vzniku a vývoji vtokových vírů a o problémech modelové podobnosti vířivého pohybu ve vtokových objektech. Další část práce pojednává o výsledcích rozsáhlého výzkumu vírů ve vtokových objektech vertikálně umístěných sacích potrubí. Jsou zde vyhodnocené základní parametry – průtok a minimální dovolená hloubka vody v nádrži, při které se ještě netvoří víry, které by mohly ohrozit provoz a spolehlivost technického zařízení. Vhodně navržená vtoková nádrž vytváří spojovací článek mezi soustavou, kterou se kapalina přivádí a soustavou, kterou se odvádí do nasávacích prostor turbíny, resp. čerpadla. Všechny části tohoto systému se navzájem ovlivňují a jejich hydraulické řešení může mít rozhodující vliv na provoz celého zařízení.

Vířivé proudění ve vtokové nádrži s volnou hladinou je velmi složité a v současnosti nelze analyticky přesně vyjádřit. Proto převážná část odborné literatury řeší problémy vířivého proudění pomocí numerického modelování nebo na základě experimentálního výzkumu.

Práce, které mají význam pro problematiku vtokových vírů, lze rozdělit do několika skupin:

- Teoretické a experimentální práce o vzduchovém víru v kapalině
- Práce týkající se tvaru sací jímky a umístění sacího potrubí z hlediska hydraulických ztrát
- Práce zabývající se zákony podobnosti proudění v sacích jímkách
- Práce popisující konkrétní případ navržené, provedené nebo rekonstruované sací jímky

## 3 KINEMATIKA TEKUTIN

### 3.1 Trajektorie, proudnice a proudová trubice

Pohyb tekutiny je velmi složitý, proto si nevystačíme pouze s pojmy z obecné mechaniky pro pohyb hmotného bodu. Obvykle nemůžeme sledovat dráhu jediné částice, protože ji nerozeznáme v množství ostatních částic od ostatních. Proto definujeme pojem proudnice (1), jako čáry, která sleduje směr proudění a jejíž tangenta má všude směr vektoru rychlosti. Jestliže v uvažovaném prostoru vykreslíme vektory rychlostí ve všech bodech, dostáváme rychlostní pole.

$$\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v} = \frac{dz}{w} \quad (1)$$

Všechny proudnice, které procházejí plochou  $dS$  uzavřenou křivkou  $\sigma$ , tvoří proudovou trubici.

#### 3.1.1 Proudění kapaliny s volnou hladinou

Obdobně jako při proudění v tlakových systémech při pohybu kapaliny v otevřených korytech vycházíme ze základního předpokladu kontinuity proudění. Dále předpokládáme, že lze zanedbat

příčné složky rychlostí v jednotlivých bodech průtočného profilu a že základní charakteristikou proudění v daném profilu je střední rychlost.

V časovém intervalu  $dt$  přitéká řezem A-A' (obr. 23-3) do prostoru ohraničeného řezy A-A', B-B', jejichž vzdálenost od sebe je  $ds$ , a volnou hladinou, objemové množství vody  $Q dt$ , kde  $Q$  je průtok za jednotku času v profilu A-A'. V téže okamžiku řezem B-B' odtéká z uvažovaného prostoru množství

$$\left(Q + \frac{\partial Q}{\partial S} ds\right) dt. \quad (2)$$

V intervalu  $dt$  se změní objemové množství vody v uvažovaném prostoru o  $-\frac{\partial Q}{\partial S} dS dt$ , což vzhledem k předpokladu spojitosti kapaliny musí nutně vyvolat změnu polohy volné hladiny, tj. změnu plochy průtočného průřezu o  $\frac{\partial S}{\partial t} dt$ , takže objem uvažovaného prostoru se změní o  $\frac{\partial S}{\partial t} dt dS$ .

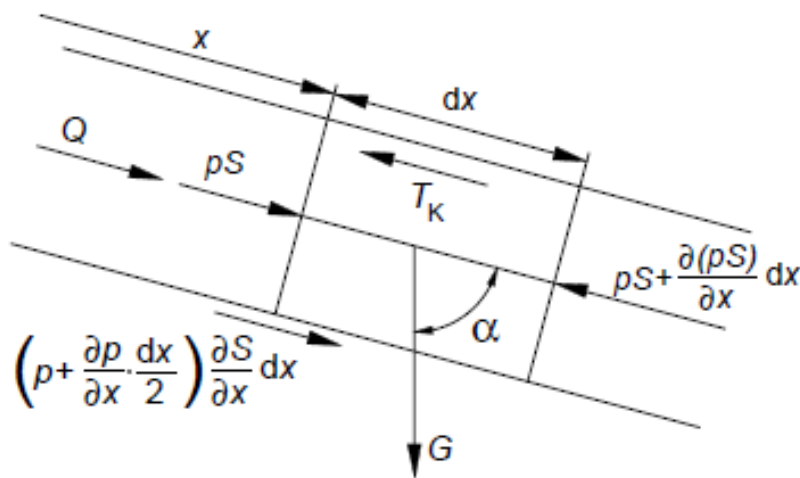
Kontinuita kapaliny vyžaduje, aby obě objemové změny byly sobě rovny. Po vykrácení  $dS dt$  dostáváme rovnici kontinuity pro neustálené proudění kapaliny v otevřeném korytě ve tvaru

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial S} = 0. \quad (3)$$

### 3.2 Pohybová rovnice kapaliny

Pro úplný popis proudění kapaliny nestačí pouze rovnice kontinuity, ale je nezbytné také popsat silové poměry v tekutině, Obr. 1. K tomu slouží Navier-Stokesova rovnice, která je odvozena pro viskózní stlačitelnou kapalinu ve tvaru

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \frac{\partial c_i}{\partial x_j} c_j = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial c_j}{\partial x_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 c_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4)$$



Obr. 1 Síly v kapalině

### 3.3 Vířivý pohyb

Můžeme zaujmout libovolný pohled na vířivý pohyb, ale všechny bude spojovat jediná základní vlastnost, kterou je rotační pohyb. Mezi nejcitovanější definice patří tyto dvě:

- Víř je rotující pohyb velkého počtu hmotných bodů kolem společného středu [1]
- Pojmem víř je označovaná taková oblast tekutiny, ve které převažuje vířivost nad smykovými deformacemi.

Charakteristickým rysem vířivého pohybu je rotační pohyb částice. Vektor  $\mathbf{v}$  obvodové rychlosti je dán momentem vektoru úhlové rychlosti  $\boldsymbol{\omega}$  k libovolnému bodu.

$$\vec{\mathbf{v}} = \vec{\boldsymbol{\omega}} \times \vec{\mathbf{r}} \quad (5)$$

Potom vektor  $\boldsymbol{\Omega}$  nazýváme vířovým vektorem rychlostního pole. Rotorem nazveme výraz

$$\boldsymbol{\Omega} = \text{rot } \vec{\mathbf{v}} = \vec{\mathbf{i}} \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \vec{\mathbf{j}} \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \vec{\mathbf{k}} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (6)$$

kde  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  jsou jednotkové vektory ve směrech os  $x, y, z$ . Z toho plyne

$$\vec{\boldsymbol{\Omega}} = \vec{\boldsymbol{\omega}} = \frac{1}{2} \text{rot } \vec{\mathbf{v}} \quad (7)$$

Z toho plyne, že vektor úhlové rychlosti čili vířový vektor rychlostního pole se rovná polovině rotoru obvodové rychlosti.

Budeme-li derivovat rov. (x) podle  $x, y, z$  a derivace následně sečteme, obdržíme

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + \frac{\partial \omega_z}{\partial z} = 0 \quad (8)$$

ve vektorovém tvaru

$$\text{div } \vec{\boldsymbol{\omega}} = 0 \quad (9)$$

nebo dle rov. (9) můžeme také psát

$$\text{div rot } \vec{\mathbf{v}} = 0. \quad (10)$$

Z rov. (10) plyne závěr, že při pohybu vířivém je divergence vektoru úhlové rychlosti rovna nule a současně divergence rotoru obvodové rychlosti je rovna nule.

### 3.4 Cirkulace vektoru rychlosti

Další veličinou definující vířivé proudění je cirkulace rychlosti  $\Gamma$ . Cirkulace rychlosti je definována jako křivkový integrál vektoru rychlosti kolem uzavřené křivky C:

$$\Gamma = \oint_C \vec{v} d\vec{l} \quad (11)$$

Aplikací Stokesovy věty lze křivkový integrál pro výpočet cirkulace převést na plošný integrál s využitím vektoru vířivosti [3]:

$$\Gamma = \oint_C \vec{v} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{v} \vec{n} dS = \int_S \vec{\omega} \vec{n} dS \quad (12)$$

Z uvedeného vztahu (3) vyplývá, že velikost cirkulace rychlosti je závislá na velikosti vířivosti. Je-li proudění v celé vyšetřované oblasti nevířivé je cirkulace rychlosti rovna nule podél libovolně uzavřené křivky ležící v dané oblasti. Hodnotu cirkulace rychlosti stejně jako vířivost nelze přímo měřit, lze ji určit z naměřeného nebo vypočteného rychlostního pole.

## 4 DEFINICE VÍROVÉHO POHYBU

### 4.1 Určení profilu vtokového víru

Kromě hydraulických vlastností vtokového víru, kterými jsou rozložení tlaku a rychlosti, je neméně důležitá znalost geometrických vlastností zmíněného jevu. Nejčastěji se v literatuře [2] setkáváme s případem výtoku kruhovým otvorem ve dně nádrže. Toto odvození vychází z Bernoulliho rovnice, aplikované mezi body A, B. Toto odvození se týká ideální kapaliny, kde se zanedbává tření.

Výsledný tvar profilu vtokového víru bude

$$z_0 - z = \frac{v_0^2 r_0^2}{2g} \left( \frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) \quad (13)$$

Další způsob jak odvodit profil víru vede na Eulerovu rovnici hydrostatiky, která má v diferenciálním vyjádření tvar

$$dp = \rho(a_x dx + a_y dy + a_z dz) \quad (14)$$

s uvažování vztahu pro rotaci ideální kapaliny a vztahu pro zrychlení

$$vr = C; r^2\omega = C \quad (15)$$

dostáváme výslednou rovnici pro profil vtokového víru v ideální kapalině

$$z = \frac{C^2}{2g} \frac{r^2 - r_0^2}{r^2 r_0^2} - \frac{p - p_0}{\rho} \quad (16)$$

Na povrchu vzduchového jádra víru můžeme uvažovat v běžných podmínkách tlak po celé výšce praktický rovný atmosférickému tlaku, tudíž druhý člen rovnice (17) můžeme při praktických výpočtech zanedbat s vědomím, že při sání vzduchu v jádru víru dochází vlivem spirálního proudění k ovlivňování tlakových poměrů. Z tohoto pohledu představuje rovnice (17) všeobecnější vyjádření zkoumaného jevu, než-li uvádí ostatní autoři pro neviskózní kapalinu.

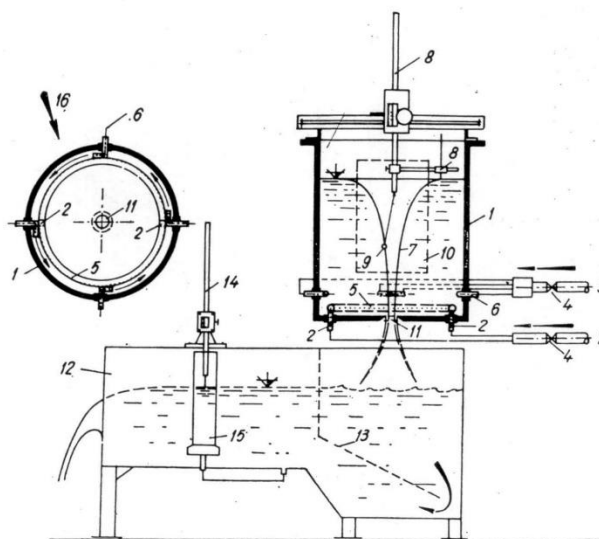
Další úvaha vede k využití rovnice předchozí rovnice a její dosazení do Bernoulliho rovnice (13) a po úpravě a dosazení za  $z_0=0$  dostáváme vztah pro výpočet profilu vtokového víru pro skutečnou kapalinu ve tvaru

$$z = \frac{v_0^2 r_0^2}{2g} \frac{r^{2\kappa} - r_0^{2\kappa}}{r^{2\kappa} r_0^{2\kappa}} - \frac{p - p_0}{\rho} \quad (17)$$

Rovnice (17) nám udává vztah pro výpočet profilu vtokového víru pro skutečnou kapalinu.

## 4.2 Experimentální určení profilu vtokového víru

Pro zkoumání některých zákonitostí vtokových víru bylo zhotoveno experimentální zařízení ve VÚV v Bratislavě [4] zařízení s válcovou nádrží o průměru 600 mm a výšce 700 mm Obr. 2. Přívod byl vedený z tlakové nádrže. Pro rovnoměrný přívod kapaliny bylo vytvořené kruhové napájecí potrubí.



Obr. 2 Experimentální zařízení VÚV Bratislava [4]



Kromě toho byly při vnitřních stěnách nádrže samostatné 4 tangenciální otvory tlakové vody, které vyvolávaly rotační impulzy v nádrži, které bylo možné regulovat. Na dně nádrže byl uložený vyměnitelný kroužek s ostrohranným výtokovým otvorem, který dovozoval používat výtokové otvory v rozsahu do 80 mm.

Horní hrana nádrže byla přizpůsobena tak, aby se tam mohly umístit zařízení na měření rotačních rychlostí a dotykové měřidlo, kterým se měřil profil vzduchové jádra.

Z předchozích teoretických rozborů pro ideální kapalinu vyplývá pro rozdělení rychlostí rovnice rovnosé hyperboly. Skutečná kapalina vlivem viskozity zaujme odlišné rozložení rychlostí v okolí vtokového víru.

Přepsané do tvaru pro reálnou kapalinu takto:

$$v = cr^{-\kappa} = cr^b \quad (18)$$

která po logaritmování bude

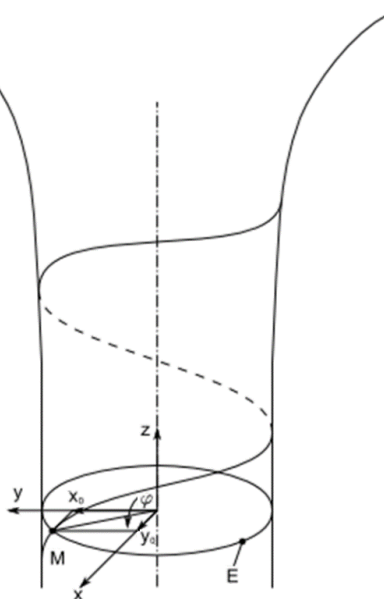
$$\log v = \log c + b \log r \quad (19)$$

### 4.3 Proudění na trajektorii vtokového víru

S uvažováním předešlých výsledků teoretického rozboru kinematiky proudění ve vtokových vírech se pokusme pohlédnout na danou problematiku z jiné strany.

Proudění po spirále je charakterizováno nenulovou složkou víru rychlosti, kde  $\Omega$  je vektor rychlosti pohybu kapaliny.

Tento druh proudění obvykle závisí na počátečních podmínkách, závislých na obvodové složce rychlosti  $v_\varphi$ . Obvodová složka rychlosti vyvolá v prostoru radiální proudění (proudění ve směru radiálním ve válcovém souřadnicovém systému), které je příčinou pohybu částice kapaliny po trajektorii tvaru spirály Obr. 3. Tvar trajektorie charakterizují dvě její křivosti, *první* křivost, jejíž směrový vektor leží v hlavní normále křivky a *druhá* křivost, tzv. zkroucení.



Obr. 3

Při analýze tohoto druhu proudění vyjděme z Navier Stokesových rovnic a rovnice kontinuity . Princip analýzy vysvětlíme na zjednodušeném problému Eulerových rovnic, při uvažování nestlačitelné kapaliny.

Navier Stokesovy rovnice:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nu \text{rot} \mathbf{\Omega} - \mathbf{v} \times \mathbf{\Omega} + \text{grad} \left( \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2 - \mathbf{g} \cdot \mathbf{x} \right) = 0 \quad (20)$$

V rovnici (20) označme vztahem  $Y = \left( \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} |\mathbf{v}|^2 - \mathbf{g} \cdot \mathbf{x} \right)$  lokální měrnou energii v bodě  $(\mathbf{x}, t)$ .  
Polohový vektor  $\mathbf{x}$  má složky :  $\mathbf{x} = \mathbf{x}(x_1, x_2, x_3)$ .

Rovnice (20) mají po úpravě tvar:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nu \text{rot} \mathbf{\Omega} - \mathbf{v} \times \mathbf{\Omega} + \text{grad} Y = 0 \quad (21)$$

Zanedbejme nyní účinky viskozity a analyzujme Eulerovy rovnice tvaru:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} - \mathbf{v} \times \mathbf{\Omega} + \text{grad} Y = 0 \quad (22)$$

a rovnici kontinuity.

#### 4.4 Analýza proudění na trajektorii

Zavedeme-li jednotkový vektor  $\mathbf{e}$  ve směru tečny k trajektorii, Obr. 4, lze psát:

$$\mathbf{v} = v \mathbf{e} \quad (23)$$

kde  $|\mathbf{v}| = v$  udává velikost rychlosti.



Obr. 4

Na základě vztahu (23) upravme rovnici (22):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{v}\mathbf{e}) - \mathbf{v}\mathbf{x}[\text{rot}(\mathbf{v}\mathbf{e})] + \text{grad}Y = 0 \quad (24)$$

Vynásobme předchozí rovnici vektorem  $\mathbf{e}$ . Obdržíme:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{v}\mathbf{e}) \cdot \mathbf{e} + \{\mathbf{v}\mathbf{x}[\text{rot}(\mathbf{v}\mathbf{e})]\} \cdot \mathbf{e} + \text{grad}Y \cdot \mathbf{e} = 0 \quad (25)$$

Upravme jednotlivé členy:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{v}\mathbf{e}) \cdot \mathbf{e} = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{e} \cdot \mathbf{e} + v \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} \cdot \mathbf{e} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} v \frac{\partial}{\partial t} (|\mathbf{e}|^2) = \frac{\partial v}{\partial t} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v}\mathbf{x}\mathbf{\Omega} &= \mathbf{v}\mathbf{x}\text{rot}\mathbf{v} = \mathbf{v}\mathbf{x}\text{rot}(\mathbf{v}\mathbf{e}) = \\ &= \mathbf{v}\mathbf{x}[(\text{grad}v\mathbf{e}) + v\text{rote}] = \\ &= (\mathbf{v} \cdot \mathbf{e})\text{grad}v - (\mathbf{v} \cdot \text{grad}v)\mathbf{e} + \mathbf{v}\mathbf{x}\text{rote} \cdot v = \\ &= v[\text{grad}v - (\mathbf{e} \cdot \text{grad}v)\mathbf{e} + \mathbf{v}\mathbf{x}\text{rote}] \end{aligned} \quad (27)$$

Ale  $\text{rote} \times \mathbf{e} = \mathbf{k}$  je vektorem první křivosti trajektorie [19]

$$\mathbf{v}\mathbf{x}\mathbf{\Omega} = v[\text{grad}v - (\mathbf{e} \cdot \text{grad}v)\mathbf{e} - v\mathbf{k}] \quad (28)$$

$$(\mathbf{v}\mathbf{x}\mathbf{\Omega}) \cdot \mathbf{e} = v[(\text{grad}v \cdot \mathbf{e}) - (\mathbf{e} \cdot \text{grad}v)] = 0. \quad (29)$$

Na základě (26), (29) lze tedy psát rovnici (25) v jednoduchém tvaru:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \text{grad}Y \cdot \mathbf{e} = 0 \quad (30)$$

Upravíme-li rovnice (30), a s uvážením ortogonalit  $\mathbf{e}, \mathbf{t}_1, \mathbf{t}_3$ , získáme:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial Y}{\partial s} = 0 \quad (31)$$

kde  $s$  je obloukem souřadnicové křivky  $u^2$ .

Na základě rovnic (31) řešíme zdánlivě jednoduchý případ proudění, kdy je měrná energie v každém bodě trajektorie (proudnice při stacionárním proudění) konstantní a platí:

$$\frac{\partial Y}{\partial s} = 0 \Rightarrow Y = Y(u^1, u^3, t) \quad (32)$$

*Poznamenáváme, že tento vztah lze předpokládat na povrchu vtokového víru.*

Na základě tohoto předpokladu z (31) obdržíme:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = 0 \Rightarrow v = v(u^1, u^2, u^3) \quad (33)$$

nebo vyjádření v závislosti na délce oblouku souřadnicové křivky

$$v = v(s^1, s^2, s^3) \quad (34)$$

Výraz (34) lze zapsat i obecněji:

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} \quad (35)$$

kde  $v_x, v_y, v_z$  jsou složkami kartézského souřadnicového systému.

Z předchozího řešení vyplynula podmínka

$$\frac{\partial v}{\partial t} = 0; v = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} \quad (36)$$

$$\frac{\partial v^2}{\partial t^2} = 2v \frac{dv}{dt} = 0 \quad (37)$$

Odtud a z (36) plyne:

$$\begin{aligned} v^2 &= K^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 \\ v_z^2 &= K^2 - \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 \end{aligned} \quad (38)$$

Poloměr  $R=f(x,y)$ :

$$\begin{aligned}x &= R(t) \cos(\omega t + \psi) \\ y &= R(t) \sin(\omega t + \psi)\end{aligned}$$

(39)

$$\begin{aligned}v_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{dR(t)}{dt} \cos(\omega t + \psi) - R\omega \sin(\omega t + \psi) \\ v_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{dR(t)}{dt} \sin(\omega t + \psi) + R\omega \cos(\omega t + \psi) \\ \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 &= \left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2 \cos^2(\omega t + \psi) + R^2 \omega^2 \sin^2(\omega t + \psi) + \left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2 \sin^2(\omega t + \psi) + \\ &+ R^2 \omega^2 \cos^2(\omega t + \psi) - 2R\omega \frac{dR(t)}{dt} \sin(\omega t + \psi) \cos(\omega t + \psi) + 2 \frac{dR(t)}{dt} \sin(\omega t + \psi) R\omega \cos(\omega t + \psi) \\ \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 &= \left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2 + \omega^2 R^2\end{aligned}$$

(40)

Po dosazení do (38) platí:

$$v_z^2 = K^2 - \left[ \left( \frac{dR(t)}{dt} \right)^2 + \omega^2 R^2 \right]$$

(41)

Předpokládejme, že pro souřadnici  $z$  platí:

$$z = z_0 + v_0 t$$

(42)

$$\frac{dz}{dt} = v_z = v_0; \quad v_z^2 = v_0^2$$

(43)

Je-li rychlost  $v_z$  konstantní, lze z (41) odvodit tvar  $R$ :

$$v_z^2 = v_0^2 = K^2 - \left[ \left( \frac{dR(t)}{dt} \right)^2 + \omega^2 R^2 \right]$$

(44)

Rovnice má více řešení:

a)  $R=\text{konst.}=R_0$

$$v_0^2 = K^2 - \omega^2 R_0^2$$

(45)

Odtud

$$R_0 = \frac{1}{\omega} \sqrt{K^2 - v_0^2} \Rightarrow K > v_0 \quad (46)$$

Částice kapaliny se pohybuje na válcové ploše, rovnicí trajektorie je šroubovice, neboť z (39) a (57) plyne:

$$\begin{aligned} x &= R(t) \cos(\omega t + \psi) \\ y &= R(t) \sin(\omega t + \psi) \\ z &= z_0 + v_0 t \end{aligned} \quad (47)$$

b) předpokládejme řešení (42) ve tvaru

$$\begin{aligned} R &= A \sin(\omega t + \psi) + B \cos(\omega t + \psi) \\ R^2 &= A^2 \sin^2(\omega t + \psi) + B^2 \cos^2(\omega t + \psi) + 2AB \sin(\omega t + \psi) \cos(\omega t + \psi) \\ \frac{dR}{dt} &= A \cos(\omega t + \psi) - B \sin(\omega t + \psi) \\ \left( \frac{dR}{dt} \right)^2 &= \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \psi) + \omega^2 B^2 \sin^2(\omega t + \psi) - 2AB \omega^2 \sin(\omega t + \psi) \cos(\omega t + \psi) \end{aligned} \quad (48)$$

Po dosazení do (44) platí:

$$\begin{aligned} v_0^2 &= K^2 - \omega^2 (A^2 + B^2) \\ A^2 + B^2 &= \frac{K^2 - v_0^2}{\omega^2}; \quad K > v_0 \end{aligned} \quad (49)$$

Rovnice trajektorie má v tomto případě tvar:

$$\begin{aligned} x &= R \cos(\omega t + \psi) \\ y &= R \sin(\omega t + \psi) \Rightarrow R = A \cos(\omega t + \psi) + B \sin(\omega t + \psi) \\ z &= z_0 + v_0 t \end{aligned} \quad (50)$$

Dokážeme nyní, že pro  $t = \text{konst.}$  představují první dvě rovnice posunutou kružnici.

Rovnice posunutí kružnice má tvar:

$$(x - m)^2 + (y - n)^2 = r^2 \quad (51)$$

Dosaďme ze (39):

$$\begin{aligned} [R \cos(\omega t + \psi) - m]^2 + [R \sin(\omega t + \psi) - n]^2 &= r^2 \\ R^2 \cos^2(\omega t + \psi) + R^2 \sin^2(\omega t + \psi) + m^2 + n^2 - 2R \cos(\omega t + \psi)m - 2R \sin(\omega t + \psi)n &= r^2 \end{aligned} \quad (52)$$

Položme:

$$m^2 + n^2 = r^2 \quad (53)$$

Upravme:

$$\begin{aligned} R^2 - 2R \cdot [m \cos(\omega t + \psi) + n \sin(\omega t + \psi)] &= 0 \\ R &= 2[m \cos(\omega t + \psi) + n \sin(\omega t + \psi)] \end{aligned} \quad (54)$$

Po dosazení z (48) platí:

$$2m \cos(\omega t + \psi) + 2n \sin(\omega t + \psi) = A \sin(\omega t + \psi) + B \cos(\omega t + \psi) = 0 \quad (55)$$

Porovnáním koeficientů obdržíme:

$$m = \frac{B}{2} \quad ; \quad n = \frac{A}{2} \quad (56)$$

Dosaďme do (53):

$$r^2 = \frac{B^2}{4} + \frac{A^2}{4} \quad ; \quad r = \frac{1}{2} \sqrt{A^2 + B^2}$$

Závěr: Je-li  $v_z = v_0 = \text{konst.}$  může vzniknout pouze vírový cop ve tvaru válce.

## 5 MODELOVÁ PODOBNOST PŘI VZNIKU VÍRŮ

V předchozích kapitolách byl uveden popis pro pohyb skutečné kapaliny pomocí Navier-Stokesových rovnic a rovnic kontinuity. Avšak přitom jsme uvedli, že jen v jednoduchých případech dovedeme pohyb podle uvedených rovnic určit. V praktických případech bývá proudění vazké tekutiny velmi složité. Proto využíváme experimentu.

Pokusy lze provádět na skutečných hydraulických dílech nebo na modelech ve zmenšeném měřítku. Druhý uvedený způsob šetří nejen čas a náklady, nýbrž umožňuje i předvídat před dokončením skutečného díla zákonitosti těch jevů, které se tam vyskytnou. Na skutečném díle se setkáváme opět s celou složitostí problému, kdežto na modelu můžeme jednotlivé činitele při uvážení experimentování studovat odděleně. Ovšem až měření na skutečném díle ověřuje s konečnou platností teoretické úvahy i modelové zkoušky.

Měření na zmenšeném modelu skutečnosti musíme extrapolovat. Pro tuhé části modelu volíme měřítko geometrického zmenšení. S měřítkem pro rychlost, zrychlení, síly atd. je to složitější.

Složité proudění ve vtokových objektech nelze doposud přesně řešit analytickými metodami, a proto je třeba využít zmenšených modelů v experimentálním výzkumu. Hlavní problém spočívá v otázce, které kritérium modelové podobnosti použít?

## 5.1 Mechanická podobnost skutečné kapaliny

Při studiu pohybu jde vždy o to, abychom vyšetřili jeho změnu, která se projevuje změnou vektoru rychlosti. Změnu pohybu může způsobit pouze síla. Jak již bylo uvedeno dříve, naším záměrem bude sledovat a modelovat pouze síly mechanické.

### 5.1.1 Froudovo číslo

Z kapitoly 0 víme, že na kapalinu působí tři druhy sil. Objemové, viskózní a od povrchového napětí. Každá z těchto sil se dá vyjádřit podle Newtonovy definice síly součinem hmoty a zrychlení čili setrvačnou silou.

Budeme-li uvažovat pouze vliv objemových sil pro hmoty  $m_1$ ,  $m_2$  a zrychlení  $a_1=a_2=g$  ve skutečnosti a na modelu, pak můžeme psát bezrozměrné číslo ve tvaru

$$Fr = \frac{v^2}{Lg} \quad (57)$$

a nazvat ho Froudovým číslem. Froudovo číslo vyjadřuje poměr dvojnásobné rychlostní výšky k charakteristické délce.

### 5.1.2 Reynoldsovo číslo

Reynoldsovo číslo je podíl ze součinu charakteristické rychlosti s charakteristickou délkou a kinematického součinitele vnitřního tření (viskozity). Charakteristickou délkou nazýváme např. při pohybu tekutiny v potrubí jeho světlý průměr. Charakteristickou rychlostí při proudění v potrubích je podíl průtoku a průtočné plochy.

$$Re = \frac{vL}{\nu} \quad (58)$$

### 5.1.3 Weberovo číslo

Podobnost jevů závisejících výhradně na působení kapilárních sil je modelováno pomocí Weberova čísla, které je podílem součinu čtverce rychlosti s charakteristickou délkou a povrchového napětí.

$$We = \frac{Lv^2\varrho}{\sigma} \quad (59)$$



### 5.1.4 Strouhalovo číslo

Strouhalovo číslo je nejobecnějším fyzikálním kritériem pro kinematickou podobnost v teorii hydromechaniky a aeromechaniky. Strouhalovo číslo lze použít k posouzení a hodnocení problémů pohybové hybnosti, při níž základní charakteristické veličiny jsou: vzdálenost, čas a rychlost. [6]

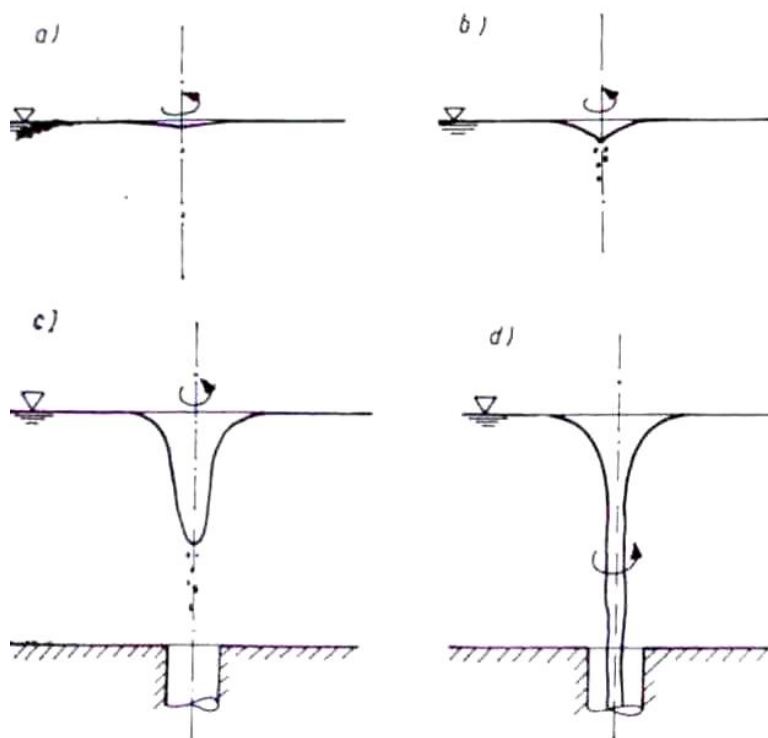
$$Sh = \frac{fl}{v} \quad (60)$$

Strouhalovo číslo se vyskytuje v různých tvarech. Je to dáno tím, že jde o kritérium, které se týká především periodických jevů. Tyto jevy jsou charakterizovány dobou kmitu  $T$ , frekvencí  $f$ , počtem otáček za sekundu  $n$ , kruhovou frekvencí  $\omega$ . Výskyt těchto periodických veličin umožňuje přepsat Strouhalovo číslo pro periodické jevy na rovnocenné tvary:

$$Sh = \frac{fd}{v}; Sh = \frac{nd}{v}; Sh = \frac{d}{vT}; Sh = \frac{\omega d}{v} \quad (61)$$

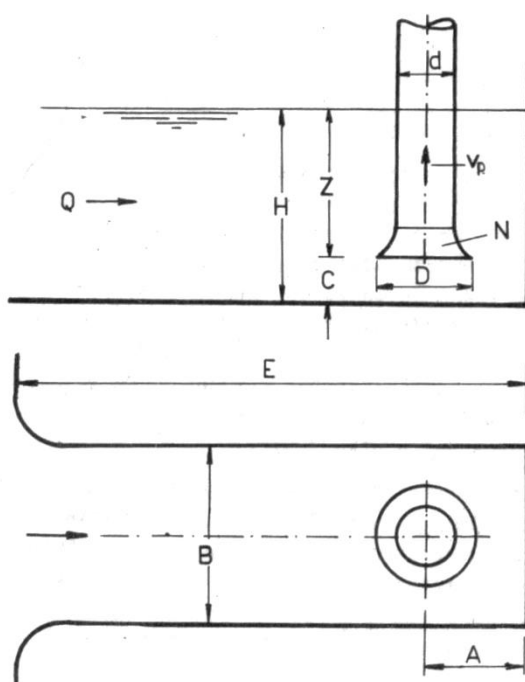
## 6 VZNIK A VÝVOJ HLADINOVÝCH VÍRŮ

Vír spojující hladinu s vtokem potrubí se nevytváří náhle, ale je výsledkem postupného vývoje, v němž vír prochází mnoha vývojovými stádii. Počáteční podnět ke vzniku víru mohou dát vírová vlákna přinesená proudem do blízkosti sacího potrubí. Jiným zdrojem vírových vláken jsou mrtvá zákoutí, kde se proud výrazně zpomaluje, dále mezní vrstva u stěn nádrže a úplav vznikající obtékáním sacího potrubí.



Obr. 5 Jednotlivá stádia vtokových vírů

Počáteční vír při vhodných podmínkách zesílí a prochází dalšími stádii až do konečného, kterým je nálevkový sací vír – vortex. Obvyklý vývoj vtokového víru má tato stádia Obr. 5. Vznikající vír se z počátku projevuje jako pomalé kroužení na hladině. Jestliže vír zesiluje, objevuje se zprvu nepatrná, později však stále zřetelnější prohlubeň na hladině, tzv. hladinový vír Obr. 5a. Zesilováním cirkulace se mění tvar víru, zvětšuje se jeho hloubka a vzniká tzv. kuželový, jasně ohraničený vír, s ostrým hrotem Obr. 5b. Další stádium víru je charakterizováno tím, že délka víru se dále zvětšuje a jednotlivé vzduchové bubliny nebo tuhé částičky se oddělují od hrotu víru a vnikají do sacího potrubí. Tento typ víru se obecně označuje jako neúplný nálevkový vír Obr. 5c. Pokračuje-li růst víru dále, dosáhne souvislé vzduchové jádro do sacího potrubí a umožní tak plynulý tok vzduchu z atmosféry do potrubí, mluvíme o úplném nálevkovém víru se vzduchovým jádrem neboli vortex Obr. 5d. Vortex je poměrně stabilní forma víru. Pro provoz čerpadla je vortex škodlivý, neboť množství vzduchu, které s sebou strhává do potrubí, může činit dle některých autorů až 30% objemu z průtoku vody. [9]



Obr. 6 Jímka se svislým sacím potrubím

## 6.1 Experimentální zařízení VUT

Pro účely experimentální části byl v Těžké hydraulické laboratoři Odboru fluidního inženýrství Victora Kaplana navržen a zkonstruován základní model (Obr. 6) vycházející z výsledků a doporučení optimálního uspořádání sací jímky předchozích autorů.

Okruh se skládá z otevřené nádrže o objemu 2 m<sup>3</sup> o rozměrech (2000x1000x1000 mm). Stěny nádoby tvoří plexisklové desky o síle 10mm z opticky čirého materiálu. Základní nosnou kostru nádrže tvoří hutní profily, do kterých jsou vsazeny plexisklové čtverce. Všechny čiré stěny jsou libovolně demontovatelné a nahraditelné za jiný materiál, který v případě potřeby vytváří vhodné pozadí pro potlačení odrazů světla. Sací potrubí tvoří řada nástavců o rozměrech 40, 50, 80 a 100mm

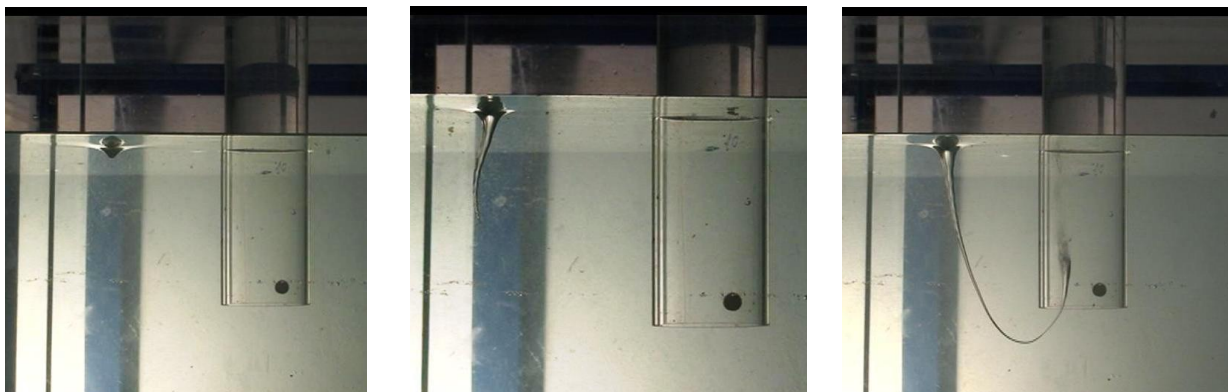
taktéž z průhledného materiálu, osazených jednotnou velikostí přírub, pro snazší a rychlejší výměnu a montáž sacího potrubí za jiný rozměr. Pro vyvolání sacího efektu bylo zvoleno odstředivé čerpadlo Beta 12 z důvodu menší prostorové náročnosti na rozdíl od ostatních autorů [7] [9], kteří využívali efektu násosky umístěného v několika podlažích laboratoře.

Vlivem rotujícího oběžného kola čerpadla na iniciaci vtokových vírů se zabýval A. Paciga [4] a dospěl k závěru, že při délce sacího potrubí alespoň  $0,6D$  je možno na modelu užít čerpadla. V okruhu byl dále osazen indukční průtokoměr DN32 a regulační ventil DN40. Pro kontinuální měření výšky vodní hladiny v nádrži byl nainstalován ponorný diferenční snímač tlaku firmy BD Sensors.



*Obr. 7 Experimentální zařízení – sací jímka*

Okrajové podmínky reprezentují stěny nádoby, volně stavitelné dno a sací potrubí uchycené k pohyblivé rampě, tak aby bylo možno průběžně měnit geometrii sacího prostoru a tím tak simulovat různé kritéria rozměrové podobnosti.



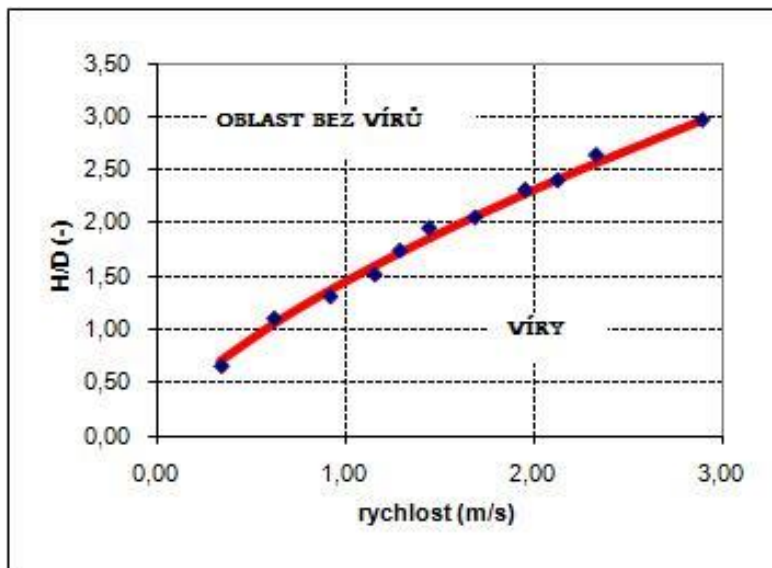
*Obr. 8 Pozorovaná stádia vtokových vírů na experimentální zařízení VUT. Zleva kuželový vír, neúplný nálevkový vír a úplný nálevkový vír se vzduchovým jádrem.*

## 6.2 Vyhodnocení modelového výzkumu VUT vers. ostatní autoři

Uvedeným postupem byla sestavena grafická závislosti Obr. 9 výskytu úplného nálevkového vírů se vzduchovým jádrem pro sací nástavec 80mm. Výsledná závislost hloubky zanoření na rychlosti v sacím potrubí má tvar

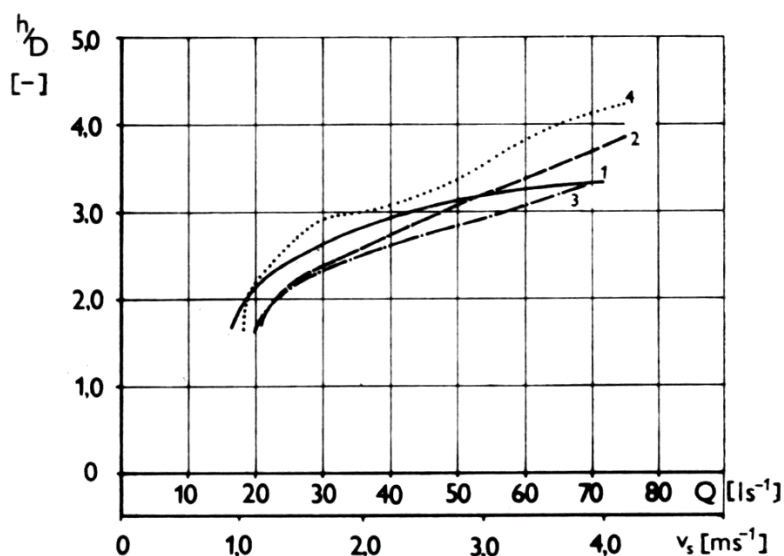
$$H = 1,44Q^{0,68}$$

(62)



Obr. 9 Hranice výskytu nálevkového víru se vzduchovým jádrem pro sací nástavec DN80

Výše uvedenou grafickou závislost lze interpretovat jako množina bodů příslušejících buď kritické hloubce pro zvolený průtok, nebo kritickému průtoku pro zvolenou hloubku by měla vytvořit čaru ohraničující spojitou oblast, v níž se vyskytují víry daného typu. Protože však výskyt vírů je výrazně stochastický jev, musíme předpokládat, že při provedeném měření nevznikly všechny víry, a je vhodnější vést mezní čaru, která shora a zleva ohraničí oblast možného vzniku vírů daného typu a tak přispěje k větší bezpečnosti.



Obr. 10 Křivky počátku vzniku kuželového vtokového víru, pro různé šířky a délky sací jímky, VÚ Sigma Lutín

Kvalitativně podobných výsledků pro tutéž konfiguraci sací jímky bylo dosaženo v případě modelu číslo 2 v rámci experimentů prováděných ve VÚV Praha, dále pak pro sací jímku s jedním čerpadlem realizovanou VÚ Sigma Lutín, a konečně VÚVH Bratislava. Srovnání bylo provedeno nad množinou bodů definovaných z intervalu  $v=(1-3) \text{ m.s}^{-1}$  a parametru  $H/D=(1-3)$ .

Protože vírové jevy jsou silně variabilní, je klasifikace vírů při experimentech záležitostí značně subjektivní a časově náročná. Z toho důvodu bylo využito metody zpracování obrazu, tak aby byl pokud možno eliminován subjektivní vliv pozorovatele.

### 6.3 Digitální zpracování obrazu

Digitální zpracování obrazu je obor, který se zabývá zpracováním digitálních obrazových dat různého původu. Data z kamery, fotoaparátu, data z ultrazvuku či jiných zobrazovacích technik.

V rámci oboru bylo vyvinuto značné množství obecnějších ne speciálních algoritmů pro různé úlohy:

- Vylepšení obrazu
- Odstranění šumu
- Detekce hran
- Registrace obrázků
- PCA analýza a rozklad obrazů
- Segmentace obrazu
- Korespondence obrazů
- Detekce geometrických primitiv

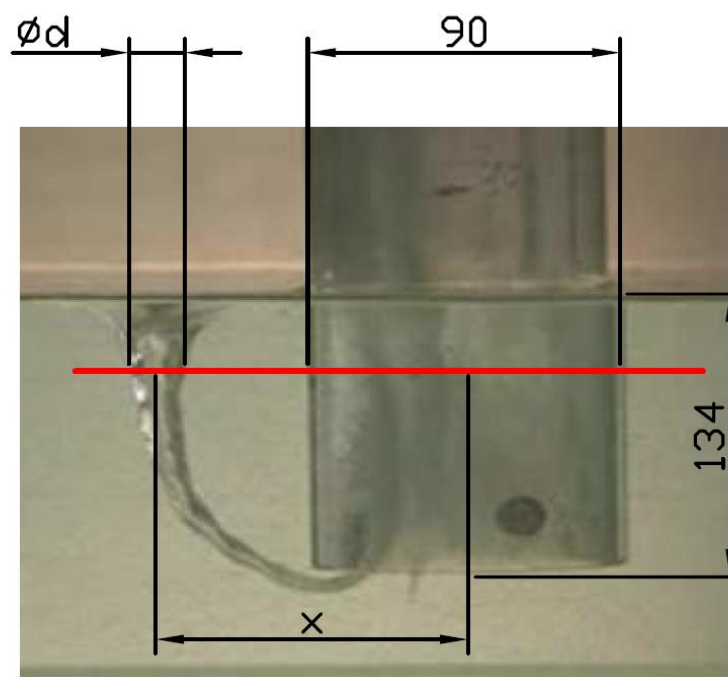
### 6.4 Postup zpracování obrazu

Průměr víru byl stanoven pomocí digitálního zpracování obrazu získaného z digitálního fotoaparátu NIKON D90 a z vysokorychlostní kamery OLYMPUS I-SPEAT 2. Při tomto zpracování bylo nutno navrhnout okno na snímku, kde budou hranice paprsku hledány. Následně byly tyto hranice (x-ové souřadnice) stanoveny z maximální změny intenzity světla. Toto bylo provedeno pro všechny souřadnice y dle zvoleného okna. Následně byly stejným způsobem zpracovány všechny snímky jak z kamery, tak z fotoaparátu.

Na Obr. 11 je znázorněn výřez z fotografie víru v blízkosti sacího potrubí. Červeně je zde naznačena zájmová vybraná oblast. V této oblasti bude stanovena intenzita světla v závislosti na souřadnici x, to je v závislosti na obrázkových bodech ve směru x.

$$z_k = \sum_{i=-n}^n (n - \text{abs}(i)) \cdot (H(i) - 0.5) \cdot I(k + i) \quad (63)$$

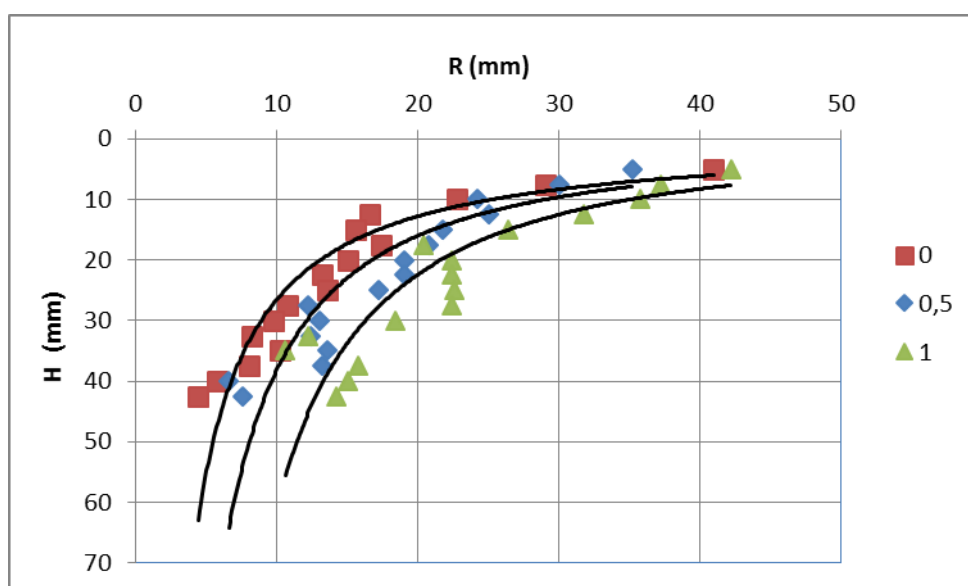
kde	H	Heavisideova funkce
	i	Intenzita světla



Obr. 11 Výřez fotografie s kótami

Intenzita světla podél červené čáry Obr. 11 byla získána prostým součtem RGB intenzit světla obrázkových bodů. Změna intenzity byla vypočtena z intenzity světla a z filtru pro stanovení změny intenzity, viz (63) Hranice víru potom byly stanoveny v místech s maximální změnou intenzity světla dle Obr. 11.

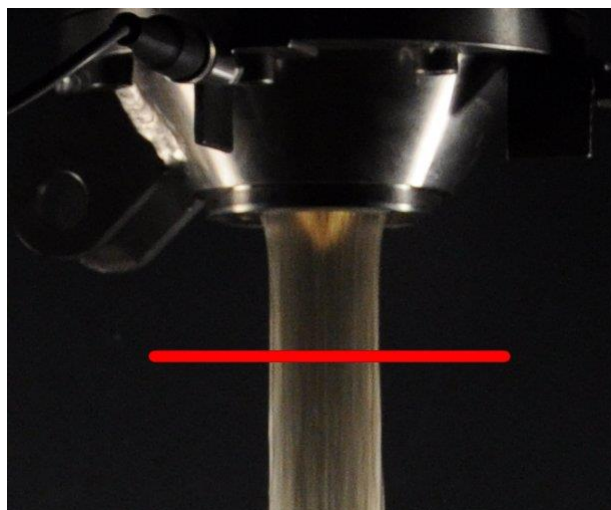
Rozměr jednoho obrázkového bodu v x-ovém i y-ovém směru byl stanoven pomocí známých rozměrů měřítka umístěného za dýzou. V tomto případě pro snímky z fotoaparátu z rozměru sací trubky, Obr. 11.



Obr. 12 Závislost poloměru víru na hloubce pod hladinou pro 3 časové okamžiky

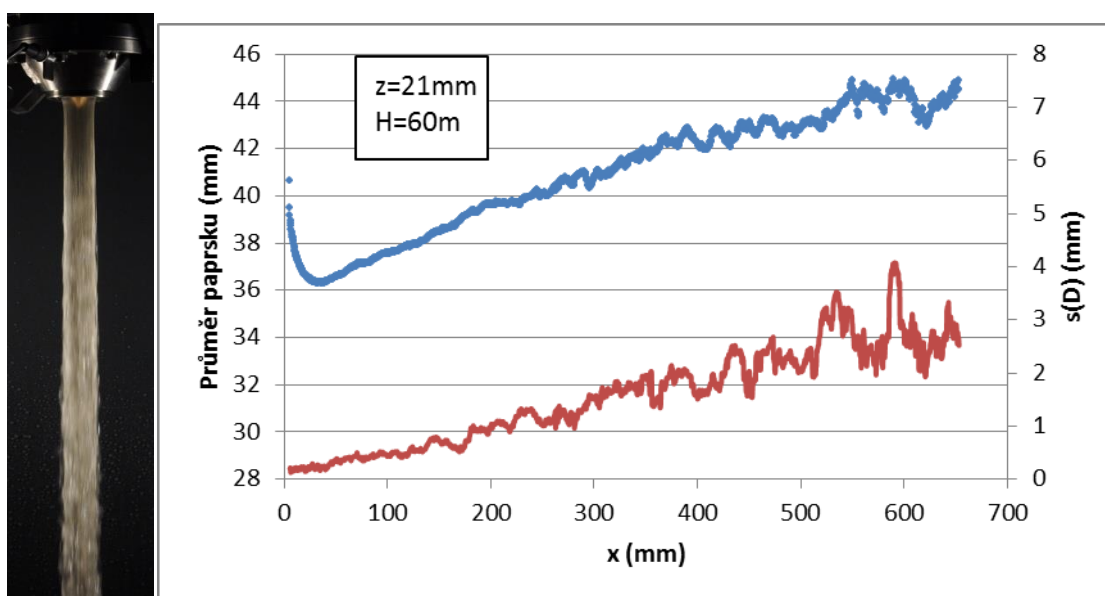
## 6.5 Praktické využití digitální zpracování obrazu

V rámci projektu MPO (FR-TI2/517) s názvem Horizontální třídýzová Peltonova turbína bylo využito metody digitální zpracování obrazu pro proudění s volnou hladinou při vyšetřování změny tvaru paprsku za dýzou Peltonovy turbíny. Byly vyhodnoceny průměry paprsku a jejich směrodatné odchylky pro jednotlivá nastavení otevření, dále byla z vysokorychlostní kamery vyhodnocena závislost průměru paprsku na frekvenci pomocí DFT transformace.



Obr. 13 Dýza Peltonovy turbíny

Na Obr. 13 je znázorněn výřez z fotografie paprsku v poloze pod dýzou. Červeně je zde naznačena zájmová vybraná oblast. V této oblasti bude stanovena intenzita světla v závislosti na souřadnici  $x$ , to je v závislosti na obrázkových bodech ve směru  $x$ .



Obr. 14 Fotografie a vyhodnocený průměr paprsku (modře) a směrodatná odchylka průměru paprsku (červeně) v závislosti na vzdálenosti od dýzy ze série 20 fotek.



Na uvedeném obrázku Obr. 14 můžeme pozorovat postupný rozpad paprsku v závislosti na vzdálenosti od dýzy pro provozní bod definovaný spádem  $H=60\text{m}$  a zdvihem dýzy  $z=21\text{mm}$ . Obdobným způsobem byly proměřeny všechny kombinace spádů a otevření.

## 6.6 Nepříznivé účinky vtokových vírů [9]

Úplné (nálevkové) vtokové víry se projevují zvláště u nízkotlakých vodních elektráren, u reverzních turbín a u čerpacích stanic velmi nepříznivými účinky. Zejména dochází k snížení průtokové kapacity a k pulzacím průtoku, k zhoršení účinnosti turbín a čerpadel, ke zvýšené korozi a k vibraci zařízení vtoků i vlastních vodních strojů, k vysoké intenzitě hluku.

V potrubí se mohou vytvořit velké vzduchové bubliny a při jejich úniku z potrubí mohou vznikat rázové jevy se značnými změnami tlaku. Zvýšený obsah volného vzduchu v potrubí vede ke změně frekvenčních charakteristik soustavy. Obecně nelze říci, zda tato změna bude mít kladné či záporné důsledky. Denny a Young [11] uvádějí, že při objemovém obsahu vzduchu v sacím potrubí rovnému jednomu procentu průtoku, poklesla účinnost odstředivého čerpadla o 15%.

I v případech, kdy vzniká před vtokem neúplný vír (obr.5), příliš slabý na to, aby strhával vzduch do vtoku, je jeho vliv na provoz vodních elektráren a čerpacích stanic obvykle záporný, již z toho důvodu, že vyvolává v přiváděči za vtokem příčnou cirkulaci proudu, která zejména při svislé poloze vtokového potrubí nabývá formu rotace. [11]

Na závěr musíme konstatovat, že kromě vtokových vírů, jejichž jeden konec je fixován na hladinu, mohou existovat formy víry s koncem fixovaným na dno, nebo na stěny. Tyto víry sice nemohou strhávat vzduch do přiváděče, mohou však napomáhat vníkaní dnových splavenin a usazenin do potrubí.

## 7 ZAVĚR

V práci jsou shrnuty podstatné výsledky nejvýznamnějších autorů, kteří se danou problematikou vtokových vírů v jednoduché sací jímce s vertikálním potrubím zabývali v uplynulých 50 letech. Na základě analýzy jejich prací byly uvedeny teoretické modely a rozbor rychlostních, tlakových a tvarových funkcí. Četné práce popisovaly přípravu, organizaci, pozorování a vyhodnocení experimentů, vedoucí k sestavení grafických závislostí vyjadřující podmínky vzniku pozorovaného jevu v předem daném časovém okamžiku. Na základě jejich výsledků bylo navrženo vlastní experimentální zařízení, v rámci kterého se podařilo ověřit hypotézu modelové podobnosti pro měřítko rychlosti  $\varepsilon=f(\lambda^n)$ , kde  $n$  náleží intervalu  $(0-0,5)$ . Z důvodu finanční a časové náročnosti rozsáhlých modelových měření a pozorování byla původně zamýšlená oblast vztažena pouze na problematiku výskytu úplných vtokových vírů se vzduchovým jádrem pro případ samostatné vertikální sací roury. Množství kombinací, které bylo nutné zrealizovat v rámci jediné měřené varianty vyústilo v návrh zcela nové metodiky s využitím počítačového zpracování obrazu a současně s potlačením subjektivního vlivu pozorovatele. Následným zpracováním obrazových dat byla odhalena přidaná hodnota zvoleného přístupu, která spočívala v určení základních rozměrů pozorovaného jevu v závislosti na čase a poloze nebo z ní bylo možné určit stabilitu vírové struktury. Byl vypracován teoretický rozpor pohybu částice kapaliny po trajektorii prostorové spirály ve formě obecné rovnice víru (41), za předpokladu konstantní měrné energie ve směru proudnice.



V rámci další experimentální činnosti autora byla opakovaně využita nová procedura pro měření obtížně popsatelných jevů, jakými jsou např. vtokové víry, utržení vodního sloupce vlivem náhlé změny průtoku za horním uzávěrem v soustavě dvou nádrží nebo rozpad paprsku vystupující z dýzy Peltovy turbíny. Všechny pozorované děje hrají z hlediska časové změny parametrů (výška hladiny, eroze materiálu) důležitou roli ve funkcionalitě hydraulických systémů. Výhodou takto získaných dat je jejich archivace a možnost dalšího zpracování metodou vlastní ortogonální dekompozice, která stejně jako diskrétní Fourierova transformace je schopna poskytnout nový pohled ve frekvenčním spektru.

## 8 LITERATURA

- [1] LUGHT, Hans J. Vortex Flow in Nature and Technology. United States of America : Wiley & Sons, 1983. 297 s. ISBN 0-471-86925-2.
- [2] ROHAN, K.: *Vodohospodářský časopis: K určování profile lievikového víru.* (1966)
- [3] HLAVÁČEK, D.: *Kavitující proudění v konvergetně-divergentní trysce.*(2012) Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Pavel Rudolf, PhD.
- [4] PACIGA, A. *Projektovanie a prevádzka čerpacích techník.* 1. vyd. Bratislava: Alfa, 1990. 440 s.
- [5] PACIGA, A., STRÝČEK, O., GANČO, M., VARCHOLA, M. *Vtokové nádrže čerpacích staníc.* Závěrečná zpráva. Bratislava 1976.
- [6] CUREV, A.: *Vodohospodářský časopis: Strouhalovo číslo jako universální kinematické kritérium podobnosti v hydromechanice.* (1978)
- [7] ŠULC, J. Experimentální výzkum kritické hloubky ponoru vtoku. In Sborník z konference X. Vědecká konference, odborná sekce Hydraulika a hydrotechnika. Brno : VUT-FAST, 1989, s. 39-44.
- [8] POLIKOVSKIJ, V.I., PERELMAN, R.T., *Voronkoobrazovani je židkosti s odkrytoj poverchnostju.* Gosenergoizdat, Moskva 1959.
- [9] SKALIČKA, J. *Výzkum proudění s vtokovými víry na zmenšených fyzikálních modelech.* Vodní hospodářství, 1983, roč. 32, č. 1, s. 5-11.
- [10] SLAVÍČEK, E. *Teoretické základy chemického inženýrství.* 1. vyd. Praha: SNTL, 1969. 369 s.
- [11] EINSTEIN, H.A., *Le vortex permanent dan un fluide réel.* La Houille Blanche, 4, 1955. 36
- [12] KOZUBKOVÁ, M. *Modelování proudění tekutin – Fluent, CFX.,* VŠB Ostrava, 2008. 36
- [13] DORNAUS, W., HEALD. CH. Intekas, Suction piping and Strainers. *Power Engineering Magazine*, 1960, p.89, s. 1-37
- [14] RAJENDRAN, V.P., PATEL. V.C.: Experiments on flow in a model water-pump intake sump to validate a numerical model. *Proceedings of FEDSM'98*, 1998, Washington, s. 10
- [15] NAGAHARA, T., OKAMURA. T., SATO, T.: Measurement of the flow around the submerged vortex cavitation in a pump intake by means of PIV. *International Symposium on Cavitation*, 2003, Osaka, s. 1-7
- [16] MANSA, K., WU YULIN, LI YOUNG, LI XIAOMING, XU YU.: Flow measurement in the model pump suction sump with baffle by means of LDV and PIV. *Hydromech*, 2003, Beijing, s. 138-1437
- [17] FUNAKI, J., NEYA, M., HATTORI, M., TANIGAWA, H., HIRATA, K.: Flow measurement in a suction sump by UVP. *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 3, No. 1, 2008, s. 68-79
- [18] QUICK, M. C.,: Scale relationships Between Geometrically Similar Free Spiral Vortices. *Civil Engineering and Public Works Review*, Sept. 1962,,s. 1135-1138, Oct. 1962, s. 1319-1320
- [19] SMIRNOV, V. I.: Kurs vyšší matematiky. Nauka, Moskva 1974